

University of Groningen

Spectrum shapes of first forbidden beta transitions

Beekhuis, Henricus

IMPORTANT NOTE: You are advised to consult the publisher's version (publisher's PDF) if you wish to cite from it. Please check the document version below.

Document Version

Publisher's PDF, also known as Version of record

Publication date:

1967

[Link to publication in University of Groningen/UMCG research database](#)

Citation for published version (APA):

Beekhuis, H. (1967). *Spectrum shapes of first forbidden beta transitions*. s.n.

Copyright

Other than for strictly personal use, it is not permitted to download or to forward/distribute the text or part of it without the consent of the author(s) and/or copyright holder(s), unless the work is under an open content license (like Creative Commons).

The publication may also be distributed here under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license. More information can be found on the University of Groningen website: <https://www.rug.nl/library/open-access/self-archiving-pure/taverne-amendment>.

Take-down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

Downloaded from the University of Groningen/UMCG research database (Pure): <http://www.rug.nl/research/portal>. For technical reasons the number of authors shown on this cover page is limited to 10 maximum.

INLEIDING EN SAMENVATTING

De continue energieverdeling van de elektronen, die door radioactieve kernen worden uitgezonden, voor het eerst waargenomen door Chadwick in 1914, stelde de fysicus gedurende enige jaren voor een groot probleem. Immers, men verwachtte, evenals bij alfa- en gammaverval, een discrete beta-energie, overeenkomende met het scherp bepaalde energiever- schil tussen begin- en eindtoestand. De wetten van behoud van energie en impuls schenen niet meer te gelden. Een formele oplossing van het probleem werd door Pauli in 1931 gegeven, toen hij het bestaan postuleerde van een nieuw elementair deeltje, het neutrino, dat bij betaverval het resterende deel van de energie en impuls meeneemt. Pas veel later, in 1959, werd door Reines en Cowan het neutrino rechtstreeks waargenomen.

Fermi formuleerde in 1934 een theorie van het betaverval naar analogie van die van de elektromagnetische wisselwerking, welke de uitzending van elektromagnetische straling door aangeslagen atomen beschrijft. De sterkte van de wisselwerking van het betaverval is ongeveer 10^9 maal zo klein als die van de elektromagnetische wisselwerking en ongeveer 10^{11} maal zo klein als die van de sterke wisselwerking, die de kernkrachten beschrijft. Daarom spreekt men hier gewoonlijk van de *zwakke wisselwerking*. De sterkte van de vierde wisselwerking, die in de natuur voorkomt, die van de zwaartekracht, is ongeveer 10^{24} maal zo zwak als die van het betaverval; deze wisselwerking kan bij kernprocessen dus verwaarloosd worden.

Later bleek, dat ook sommige vervalprocessen van mesonen en hyperonen en de vangst van muonen in kernen behoren tot de groep van de zwakke wisselwerkingen. Het feit, dat de koppelingsconstanten van het betaverval, het muonverval en de muonvangst bijna gelijk zijn, was aanleiding tot het opstellen van de universele fermi-interactie.

Gewoonlijk worden de fermionen in de diractheorie beschreven met behulp van golf functies met 4 componenten (2 componenten onderscheiden de twee mogelijke spinorientaties, de andere 2 deeltje en antideeltje). Er zijn 5 verschillende wisselwerkingen mogelijk, die relativistisch invariant zijn; uit experimenten blijkt welke van de 5 in de natuur voorkomen. Met behulp van tijdafhankelijke storingsrekening kan een uitdrukking voor de overgangswaarschijnlijkheid van het betaverval worden afgeleid. Deze bevat de hamiltoniaan van de wisselwerking en de golf functies van de

4 fermionen, die aan het verval deelnemen. Uit verschillende experimenten is de gedaante van de hamiltoniaan nu goed bekend, maar de golf functies van begin- en eindtoestand hangen van details van de kernstructuur af en zijn in de meeste gevallen slechts bij benadering bekend.

Eén van de experimenten, die informatie geven over de structuur van die toestanden, is de preciese meting van de vorm van het betaspectrum. In hoofdstuk 1 worden formules voor de energieverdeling van de elektronen gegeven in verschillende theoretische benaderingen, voorzover deze van belang zijn voor de hier onderzochte beta-overgangen. De bijbehorende selectieregels voor de verandering van de spin (ΔJ) en van de pariteit (ja of nee) bepalen welke benadering moet worden gebruikt. Zo onderscheidt men toegestane ($\Delta J=0$ of 1; nee), 1x verboden ($\Delta J=0, 1$ of 2; ja), 2x verboden ($\Delta J=0, 1, 2$ of 3; nee), enz. beta-overgangen. De beta-overgangen, die in dit proefschrift worden behandeld, zijn alle 1x verboden. De overgangen met $\Delta J=2$ (ja) noemt men uniek, de overige heten niet-unieke overgangen ($\Delta J=0$ of 1; ja). Het verschil tussen deze twee typen blijkt duidelijk uit de vorm van het betaspectrum: de niet-unieke overgangen hebben meestal een vorm, die (bijna) gelijk is aan die van toegestane overgangen, de unieke een totaal andere, de zogenaamde unieke vorm.

De vormen van de betaspectra zijn gemeten met behulp van een *magnetische lensspectrometer*, die bestaat uit een cilindrische vacuümkamer met enkele diafragma's, waaromheen een systeem van magneetspoelen en een ijzeren mantel zijn aangebracht. De elektronen, die door de bron worden uitgezonden, worden, na de diafragma's gepasseerd te zijn, gefocusseerd op de detector. Bij iedere waarde van de stroom door de spectrometer kunnen alleen elektronen in een klein energie-interval de detector bereiken. De tel-snelheid van de detector als functie van de stroom door de spectrometer geeft de gezochte energieverdeling van de elektronen. Hoofdstuk 2 geeft een beschrijving van de methoden, die gebruikt zijn om de apparatuur speciaal voor vormmetingen optimaal te maken en te beproeven.

Aan het maken van de *bronnen* is bijzondere aandacht besteed, omdat deze aan hoge eisen moeten voldoen: (i) zij moeten dezelfde diameter hebben als de proefbron, waarmee de diafragma's van de spectrometer zijn ingesteld, (ii) ze moeten zeer dun zijn ($\ll 1 \mu$), zodat de elektronen de bron verlaten zonder dat zij energie verloren hebben door absorptie in de bron zelf, (iii) het folie, waarop de bron is aangebracht, moet zo dun zijn, dat terugverstrooiing kan worden verwaarloosd ($\lesssim 1 \mu$). In hoofdstuk 3 wordt behan-

deld, hoe de bronnen gemaakt zijn en op welke wijze ze op bovenstaande eisen getoetst zijn.

Met behulp van een elektronische rekenmachine zijn de experimentele energieverdelingen aangepast aan analytische functies, die het produkt zijn van de theoretisch verwachte functies en een correctiefactor van de algemene gedaante $1+a'W+(b'/W)+c'W^2$, waarin W de totale energie van het elektron (inclusief de rustmassa) in eenheden m_0c^2 is en a' , b' en c' de aan te passen parameters zijn. Deze factor geeft aan hoe de experimentele resultaten afwijken van de theoretische benadering. Betaspectra, die uit twee afzonderlijke componenten bestaan, werden ook geanalyseerd. Een kort overzicht van de gebruikte formules is gegeven in hoofdstuk 4.

De *resultaten* van de vormmetingen, samengevat in tabel I, zijn uitgebreid beschreven in de vermelde hoofdstukken. De maximale energie E_0 van het betaspectrum is het energieverval van ^{24}Na , dat diende om de spectrometer te beproeven, is beschreven in hoofdstuk 2. De gemeten vorm komt in dit geval goed overeen met de theoretische verwachting, hetgeen in overeenstemming is met de resultaten van andere onder-

Tabel I. Overzicht van de resultaten van de vormmetingen. De coëfficiënten a' en c' van de correctiefactor $1+a'W+(b'/W)+c'W^2$ geven aan, hoe de gemeten vorm afwijkt van de toegestane of unieke vorm (in alle gevallen is $b'=0$ ondersteld).

Moeder-kern	Spin-verandering ΔJ	Pariteits-verandering	Maximale energie E_0 (keV)	a'	c'	Hoofdstuk
$^{24}\text{Na}^*)$	0	nee	1394 ± 2	0.002 ± 0.010	0	2
^{198}Au	0	ja	962 ± 2	-0.025 ± 0.010	0	5
$^{147}\text{Nd}^*)$	0	ja	806 ± 2	-0.07 ± 0.01	0	6
	0	ja	364 ± 3	-0.20 ± 0.15	0	
^{166}Ho	2	ja	1776 ± 8	-0.105 ± 0.010	0	7
	0	ja	1846 ± 5	-0.21 ± 0.03	0.038 ± 0.004	
^{142}Pr	2	ja	2164 ± 2	-0.025 ± 0.003	0	8
^{141}Ce	0	ja	436 ± 2	-0.28 ± 0.03	0	9
	1	ja	581 ± 1	-0.28 ± 0.02	0	
^{199}Au	1	ja	453 ± 2	-0.24 ± 0.03	0	10

*) De functie L_0 is constant verondersteld.

zoekers. Verder is ons resultaat voor ^{198}Au gelijk aan dat van een andere zorgvuldig uitgevoerde meting, die onlangs is gepubliceerd.

De hier beschreven $1\times$ verboden beta-overgangen zijn gemeten, omdat een afwijking van de theoretische (toegestane of unieke) vorm kon worden verwacht of omdat een nauwkeurige meting van de vorm nog niet was uitgevoerd. Zoals uit de tabel blijkt wijken alle metingen af van de theoretische benadering, die alleen eerste orde termen bevat. Deze afwijkingen laten zien, dat het noodzakelijk is een betere benadering te gebruiken. In sommige gevallen konden de afwijkingen goed verklaard worden door hogere orde termen in rekening te brengen.

1630
1967

INTRODUCTION AND SUMMARY

The continuous energy distribution of the beta rays emitted by radioactive nuclei, first observed by Chadwick in 1914, has puzzled physicists for a number of years. A discrete energy release was expected between the well defined energy states, just as found in alpha and gamma decay. The energy and momentum conservation laws seemed to be violated. In 1931 Pauli postulated that a new particle, the neutrino, is emitted in beta decay to account for the missing energy and momentum. Only in 1959 the neutrino has directly been detected by Reines and Cowan.

Fermi, in 1934, formulated a beta decay theory in analogy with the electromagnetic interaction that describes the emission of photons by excited atoms. The strength of the beta interaction is about 10^9 times smaller than that of the electromagnetic interaction and about 10^{11} times smaller than that of the strong interaction of the nuclear forces. Therefore the name *weak interaction* has come in use. The strength of the fourth interaction encountered in nature, the gravitational interaction, is about 10^{24} times smaller than that of the beta interaction; this interaction therefore plays no observable part in nuclear phenomena.

Later on it turned out that some decay modes of mesons and hyperons and muon capture in nuclei also belong to the group of weak interactions. The fact that the coupling constants of beta decay, muon decay and muon capture are nearly equal, led to the concept of the universal Fermi interaction.

Usually fermions are described with four component wave functions in Dirac theory (two components may be interpreted to correspond to the two possible spin orientations, the other two to particle and antiparticle). There are five possible types of relativistically invariant interactions; it follows from experimental observations which of them occur in nature. Time dependent perturbation theory yields an expression for the transition probability of the beta decay process which contains the interaction Hamiltonian and the wave functions of the four fermions in question. The form of the interaction Hamiltonian appears to be well established by now, but the wave functions of the initial and final states, which depend on nuclear structure, are mostly known only approximately.

One of the experiments that yields information about the nuclear structure of these states is the determination of the energy dependence of the transition probability of beta decay.

In chapter 1 theoretical predictions in various degrees of approximation for the energy distribution of the emitted beta particles are reviewed as far as they are of interest for the beta transitions described in this thesis. The associated selection rules for spin change (ΔJ) and parity change (yes or no) determine which approximation has to be used. Allowed ($\Delta J=0$ or 1; no), first forbidden ($\Delta J=0, 1$ or 2; yes), second forbidden ($\Delta J=0, 1, 2$ or 3; no), etc. beta transitions are distinguished. The beta transitions discussed in this thesis are all first forbidden transitions, some are called unique ($\Delta J=2$) others non-unique ($\Delta J=0$ or 1) transitions. The difference between these categories is clearly seen from the shape of the beta spectrum; the non-unique transitions generally have a nearly allowed shape, the unique transitions have a clearly different shape, the so called unique shape.

The shapes of the beta spectra were determined with the aid of a *magnetic lens spectrometer*, which consists of a cylindrical vacuum chamber with some diaphragms, around which current carrying coils and an iron yoke are placed. Electrons emitted by the radioactive source and transmitted through the diaphragms, are focussed on the detector. At each spectrometer current only electrons in a narrow energy interval reach the detector. The counting rate of the detector, measured as a function of spectrometer current, yields the required energy distribution of the electrons. The methods for optimizing and testing the instrument for precise shape measurements of beta spectra are treated in chapter 2.

Source preparation required special attention because the sources must fulfill high qualifications: (i) they must have the same diameter as the test source for which the diaphragms of the spectrometer have been adjusted, (ii) they must be extremely thin ($\ll 1 \mu$) so that the electrons leaving the source suffer no energy loss by self absorption, (iii) the backing must be thin ($\approx 1 \mu$) in order to avoid back scattering. Methods for preparation and testing of sources are discussed in chapter 3.

With the aid of computer programs the experimental energy distributions of the electrons were fitted to analytical functions which are products of the theoretically expected function and a correction factor of general form $1 + a'W + (b'/W) + c'W^2$ in which W is the total electron energy (including rest mass) in units m_0c^2 and a' , b' and c' are adjustable parameters in the fitting program. This factor indicates how the experimental results deviate from the theoretical approximations. Beta spectra consisting of two components leading to different states of the daughter nucleus were also analysed.

Table I. Survey of the results of the shape measurements. The coefficients a' and c' of the correction factor $1 + a'W + (b'/W) + c'W^2$ indicate the deviation of the experimental shape from allowed or unique shape (it was assumed that $b' = 0$ in all cases).

Parent nucleus	Spin change ΔJ	Parity change	Maximum Energy E_0 (keV)	a'	c'	Chapter
$^{24}\text{Na}^*)$	0	no	1394 ± 2	0.002 ± 0.010	0	2
^{198}Au	0	yes	962 ± 2	-0.025 ± 0.010	0	5
$^{147}\text{Nd}^*)$	0	yes	806 ± 2	-0.07 ± 0.01	0	6
	0	yes	364 ± 3	-0.20 ± 0.15	0	
^{166}Ho	2	yes	1776 ± 8	-0.105 ± 0.010	0	7
	0	yes	1846 ± 5	-0.21 ± 0.03	0.038 ± 0.004	
^{142}Pr	2	yes	2164 ± 2	-0.025 ± 0.003	0	8
^{141}Ce	0	yes	436 ± 2	-0.28 ± 0.03	0	9
	1	yes	581 ± 1	-0.28 ± 0.02	0	
^{199}Au	1	yes	453 ± 2	-0.24 ± 0.03	0	10

*) Beta decay function L_0 not included.

In chapter 4 the formulas used in the calculations are briefly reviewed.

The *results* of the shape measurements of the beta transitions discussed in this thesis, summarized in table I, are extensively treated in the chapters indicated. The maximum energy E_0 of the beta spectrum is the energy difference between initial and final state. The beta decay of ^{24}Na merely served as a test of the spectrometer, it is therefore discussed in chapter 2. The experimental shape follows the theoretical prediction quite well in this case, in agreement with the results of other investigators. Our ^{198}Au result agrees well with another carefully measured shape, that has been published recently.

The first forbidden beta transitions discussed in this thesis have been chosen partly because deviations from the allowed or unique shape might be expected or because a precise shape measurement had not yet been performed. As can be seen in table I all experimental shapes deviate from those theoretical predictions that include only first order terms. These deviations demonstrate that a better theoretical treatment is needed. In some cases the deviations could be explained by taking into account higher order terms, while in other cases no definite conclusions could be drawn.